

Über die Vergrößerung der meridionalen
magneto-optischen Kerrdrehung und
ihre Anwendung bei der Beobachtung
von Weißschen Bereichen

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians-Universität

München

vorgelegt von

Wolfgang Drechsel

aus

Plauen/Vgtld.

1961

Berichterstatter: Prof. Dr. W. GERLACH, Prof. Dr. A. FAESSLER

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Februar 1961

Meinen Eltern



Sonderdruck aus

Zeitschrift für Physik, Bd. 164, S. 308—323 u. 324—329 (1961)

Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität München

**Über die Vergrößerung der meridionalen
magnetooptischen Kerr-Drehung
durch Aufdampfschichten***

Von

W. DRECHSEL

Mit 11 Figuren im Text

(Eingegangen am 8. Mai 1961)

* Aus der Dissertation des Verfassers. Univ. München 1961.

Es werden Gleichungen hergeleitet, die die Wirkung von dielektrischen Aufdampfschichten auf die Größe der resultierenden Kerr-Drehung bei meridionaler Magnetisierung beschreiben. An zwei Spezialfällen werden sie genauer diskutiert. Veränderter Parameter ist dabei die Schichtdicke. Die Meßergebnisse erlauben den Schluß, daß die theoretischen Überlegungen den tatsächlichen Verhältnissen qualitativ grundsätzlich gerecht werden.

1. Einleitung

In mehreren Arbeiten ist gezeigt worden, daß durch dielektrische Aufdampfschichten bei polarer Magnetisierung der Probe die magneto-optische Kerr-Drehung¹⁻⁷ und gleichzeitig der Kontrast zwischen verschiedenen magnetisierten Bereichen vergrößert werden kann⁵⁻⁷. Das gleiche ist möglich bei meridionaler Magnetisierung der Probe^{8,9,10}.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die allgemeinen Gleichungen hergeleitet, die die Wirkung der Aufdampfschicht auf die Größe der Kerr-Drehung im Falle meridionaler Magnetisierung der Probe und schrägen Lichteinfalls beschreiben. An zwei Spezialfällen, bei denen diese Gleichungen einfache Formen annehmen, werden sie genauer diskutiert. Veränderter Parameter ist dabei die Schichtdicke. Die in der Diplomarbeit des Verfassers⁹ angegebenen Versuche konnten noch nicht als hinreichende Bestätigung der theoretischen Überlegungen

¹ NOSKOV, M.M.: C. R. Acad. Sci. URSS. **31**, Nr. 2, 111 (1941).

² NOSKOV, M.M.: C. R. Acad. Sci. URSS. **53**, Nr. 5, 413 (1946).

³ NOSKOV, M.M.: Z. exp. u. theor. Phys. (russ.) **17**, Nr. 11, 964 (1947).

⁴ NOSKOV, M.M., u. A.W. SOKOLOV: Z. exp. u. theor. Phys. (russ.) **17**, Nr. 11, 969 (1947).

⁵ HEINRICH, W.: Diss. Univ. München 1956.

⁶ HEINRICH, W.: Sitzgsber. bayer. Akad. Wiss., Math.-naturw. Kl. **1956**, 133.

⁷ KRANZ, J.: Naturwissenschaften **43**, 370 (1956).

⁸ KRANZ, J., u. W. DRECHSEL: Z. Physik **150**, 632 (1958).

⁹ DRECHSEL, W.: Dipl.-Arbeit Univ. München 1958.

¹⁰ KRANZ, J., u. A. SCHAUER: Demn. in Optik.

angesehen werden; die neuen Meßergebnisse erlauben den Schluß, daß die theoretischen Überlegungen den tatsächlichen Verhältnissen qualitativ grundsätzlich gerecht werden.

2. Theorie

2.1. Allgemeiner Fall

Die Wirkung der dielektrischen Aufdampfschicht auf die Größe der magnetooptischen Kerr-Drehung beruht auf ihrem Brechungsindex und auf Interferenz. Der Einfluß des Brechungsindex des an das Ferromagnetikum grenzenden Mediums wird bereits von W. VOIGT¹¹ erwähnt. Die Interferenzwirkung der Schicht wird in den zitierten Arbeiten ausführlich beschrieben.

Zu der in der Arbeit von J. KRANZ und W. DRECHSEL angegebenen Gl. (2)⁸, die das Verhältnis der Intensitäten der reflektierten Kerr-Schwingung und der ankommenden Normalschwingung angibt, gelangt man folgendermaßen:

Es seien:

r_1, r_2, r'_1, r'_2 = Intensitätsreflexionskoeffizienten an den Grenzschichten Luft/Schicht bzw. Schicht/Ferromagnetikum für senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht.

f_ϵ = definiert durch $f_\epsilon = r_2 \cdot \frac{K\tilde{\theta}_\beta}{N\tilde{\theta}_\beta}$.

Diese Größe kann mit bekanntem r_2 aus den Grundgleichungen des meridionalen Kerr-Effekts nach W. VOIGT berechnet werden¹².

I_0 = Die auf die Probe fallende Gesamtintensität.

N bzw. K = Intensitäten der Normal- bzw. Kerr-Schwingung. (Mit Indices: Intensitäten der Teilstrahlen.)

S/Fe bzw. S/Fe' = Phasensprünge an der Grenzfläche Schicht/Ferromagnetikum für senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht.

S = Phasenänderung bei zweimaligem Durchgang durch die Schicht.

D = $[I_0(1 - r_1)f_\epsilon(1 - r'_1)]^{\frac{1}{2}}$.

ψ' = $S + S/Fe' - \pi$.

¹¹ VOIGT, W.: In GRÄTZ, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, Bd. IV, S. 675 u. 708. Dort Hinweis auf: L. R. INGERSOLL, Phil. Mag. (6) **18**, 95f. (1909).

¹² VOIGT, W.: In GRÄTZ, Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, Bd. IV, S. 704.

$$\begin{aligned}\psi &= S + S/Fe. \\ R &= (r_1 r_2)^{\frac{1}{2}}. \\ R' &= (r'_1 r'_2)^{\frac{1}{2}}.\end{aligned}$$

Für die Intensitäten der Teilstrahlen des 1K -Systems erhält man dann

$$\begin{aligned}{}^1K_{\tilde{1}} &= I_0(1 - r_1) f_\varepsilon(1 - r'_1) = N_{0\alpha} \cdot f_\varepsilon(1 - r'_1) \\ {}^1K_{\tilde{2}} &= I_0(1 - r_1) f_\varepsilon(1 - r'_1) r'_1 r'_2 \\ {}^1K_{\tilde{3}} &= I_0(1 - r_1) f_\varepsilon(1 - r'_1) (r'_1 r'_2)^2 \\ &\vdots \\ {}^1K_{\tilde{\nu}} &= I_0(1 - r_1) f_\varepsilon(1 - r'_1) (r'_1 r'_2)^{\nu-1}; \quad \nu \geq 1,\end{aligned}$$

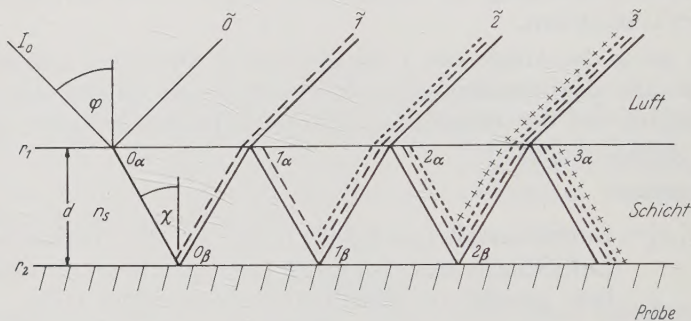


Fig. 1. — — Syst. 1K ; Syst. 2K ; +++ Syst. 3K ; ——— Normalschwingung

für die Intensitäten der Teilstrahlen des 2K -Systems

$$\begin{aligned}{}^2K_{\tilde{2}} &= I_0(1 - r_1) r_1 r_2 f_\varepsilon(1 - r'_1) = N_{1\alpha} \cdot f_\varepsilon(1 - r'_1) \\ {}^2K_{\tilde{3}} &= I_0(1 - r_1) r_1 r_2 f_\varepsilon(1 - r'_1) r'_1 r'_2 \\ &\vdots \\ {}^2K_{\tilde{\nu}} &= I_0(1 - r_1) r_1 r_2 \cdot f_\varepsilon(1 - r'_1) (r'_1 r'_2)^{\nu-2}; \quad \nu \geq 2,\end{aligned}$$

für den Teilstrahl

$${}^\mu K_{\tilde{\nu}} = I_0(1 - r_1) (r_1 r_2)^{\mu-1} \cdot f_\varepsilon(1 - r'_1) (r'_1 r'_2)^{(\nu-\mu)}; \quad \nu \geq \mu.$$

Beim Übergang zu den komplexen Amplituden ${}^x\mathfrak{R}_y$ werden alle Phasen auf den Teilstrahl ${}^1\mathfrak{R}_{\tilde{1}}$ bezogen.

Dann wird im System ${}^1\mathfrak{R}$

$$\begin{aligned}{}^1\mathfrak{R}_{\tilde{1}} &= D \\ {}^1\mathfrak{R}_{\tilde{2}} &= D R' e^{+i\psi'} \\ {}^1\mathfrak{R}_{\tilde{3}} &= D R'^2 e^{+i2\psi'} \\ &\vdots \\ {}^1\mathfrak{R}_{\tilde{\nu}} &= D R'^{(\nu-1)} e^{+i(\nu-1)\psi'} = D (R' e^{i\psi'})^{\nu-1}; \quad \nu \geq 1.\end{aligned}$$

Als Summe des ${}^1\mathfrak{R}$ -Systems ergibt sich:

$$\frac{D}{1 - R' e^{i\psi'}}.$$

Im System ${}^2\mathfrak{R}$ analog für die Teilstrahlen

$$\begin{aligned} {}^2\mathfrak{R}_2 &= D R e^{i\psi} \\ {}^2\mathfrak{R}_3 &= D R e^{i\psi} R' e^{i\psi'} \\ &\vdots \\ {}^2\mathfrak{R}_\nu &= D R e^{i\psi} (R' e^{i\psi'})^{(\nu-2)}; \quad \nu \geq 2 \end{aligned}$$

und für die Summe

$$\frac{D R e^{i\psi}}{1 - R' e^{i\psi'}}.$$

Im System ${}^\mu\mathfrak{R}$ wird dann

$${}^\mu\mathfrak{R}_\nu = D (R e^{i\psi})^{(\mu-1)} (R' e^{i\psi'})^{(\nu-\mu)} \quad \nu \geq \mu.$$

Durch Summation über alle Systeme erhält man die Reihe:

$$\frac{D}{1 - R' e^{i\psi'}} \cdot \sum_{\mu=1}^{\infty} (R e^{i\psi})^{(\mu-1)}.$$

Die Summe dieser Reihe ist:

$$\mathfrak{R} = \frac{D}{(1 - R' e^{i\psi'}) (1 - R e^{i\psi})}.$$

Für das Verhältnis der Intensitäten von reflektierter Kerr-Schwingung und einfallender Intensität ergibt sich dann:

$$\frac{K}{I_0} = \frac{f_e (1 - r_1') (1 - r_1)}{1 - 2A + 4B - 2C + E}, \quad (1)$$

wobei:

$$\begin{aligned} A &= R' \cos \psi' + R \cos \psi & B &= R' R \cos \psi' \cos \psi \\ C &= R' R^2 \cos \psi' + R R'^2 \cos \psi & E &= R'^2 + R^2 + R'^2 R^2. \end{aligned}$$

Dies ist Gl. (2) der Arbeit KRANZ-DRECHSEL.

Für den Phasenwinkel γ_K zwischen dem reflektierten Teilstrahl ${}^1\mathfrak{R}_1$ und $\mathfrak{R}$ ergibt sich:

$$\operatorname{tg} \gamma_K = \frac{\mathfrak{R}_{\text{imag}}}{\mathfrak{R}_{\text{real}}} = \frac{R' \sin \psi' + R \sin \psi - R R' \sin (\psi' + \psi)}{1 - R' \cos \psi' - R \cos \psi + R R' \cos \psi \cos \psi'}. \quad (2)$$

Der Aufbau der beiden Gleichungen entspricht dem der entsprechenden Gleichungen für senkrechten Lichteinfall auf die Probe nach W. HEINRICH⁶. Gl. (1) und (2) gehen in letztere über, wenn man gestrichene und ungestrichene Größen gleichsetzt.

Mit der Airyschen Gleichung für das Verhältnis von

$$\frac{N}{I_0} = 1 - \frac{(1 - r_1)(1 - r_2)}{1 + r_1 r_2 + 2 \sqrt{r_1 r_2} \cdot \cos \psi_0}, \quad (\text{I})$$

wobei $\psi_0 = \pi - S + S/F e$ und unter Berücksichtigung der Phasendifferenz γ_N zwischen dem Teilstrahl $\mathfrak{R}_1$ und der Gesamtamplitude $\mathfrak{R}$ der reflektierten Normalschwingung, s. Fig. 2, wobei

$$\gamma_N = \gamma_{0N} - \psi_0$$

$$\operatorname{tg} \gamma_{0N} = \frac{(1 - r_1) \sqrt{r_1 r_2} \sin \psi_0}{r_1 r_2 + \sqrt{r_1 r_2} \cos \psi_0 \cdot (1 + r_1) + r_1} \quad (\text{II})$$

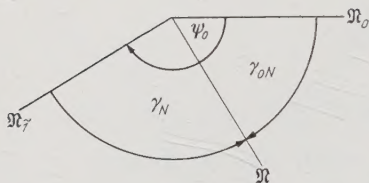


Fig. 2

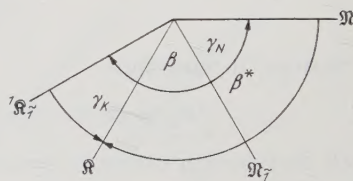


Fig. 3

erhält man für die resultierende doppelte Kerr-Drehung⁶:

$$\sigma_{\text{I-II}} = \arctan \left(2 \cdot \sqrt{K/N} \cdot \cos \beta^* \right), \quad (3)$$

wobei

$$\beta^* = \beta - \gamma_N + \gamma_K. \quad (4) \text{ s. Fig. 3}$$

β ist der Phasenwinkel der Kerr-Komponente an der Grenzfläche Schicht—Probe. Er kann aus den Gleichungen von W. VOIGT¹² berechnet werden.

2.2. Diskussion von Spezialfällen der Theorie

1. Fall: In dem im vorangehenden abgeleiteten allgemeinen Fall wird der Einfallswinkel der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Normalschwingung gleich dem Polarisationswinkel gesetzt: $\operatorname{tg} \varphi_P = n_S$. Für diesen Spezialfall gilt: $r'_1 = 0$ und $R' = 0$. s. Fig. 4

Damit wird Gl. (1) reduziert zu

$$\frac{K}{I_0} = \frac{f_s (1 - r_1)}{1 - 2R \cos \psi + R^2}. \quad (5a)$$

Gl. (2) wird zu

$$\operatorname{tg} \gamma_K = \frac{R \sin \psi}{1 - R \cos \psi}. \quad (6a)$$

2. Fall: Gl. (1) ist, abgesehen von f_s , symmetrisch in den gestrichenen und ungestrichenen Größen, gilt also auch für den Fall, daß die einfallende Intensität parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

Wird für diesen Fall ebenfalls $\varphi = \varphi_P$ gewählt, vereinfachen sich die Verhältnisse in der in Fig. 5 dargestellten Weise. Es gilt dann ebenfalls: $r'_1 = 0$ und $R' = 0$.

Es entsteht nur ein System interferierender Kerr-Strahlen.

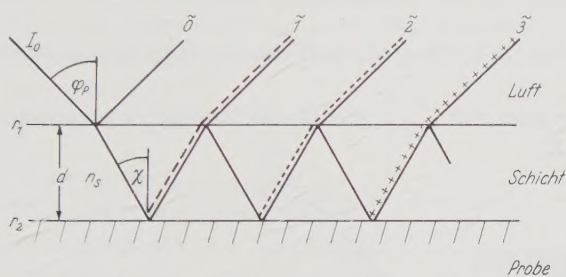


Fig. 4. — — Kerr-Strahl R_1 ; Kerr-Strahl R_2 ; +++ Kerr-Strahl R_3 ; — Normalerschwingung

γ_N , die Phasendifferenz zwischen dem ersten Teilstrahl R_1 der Normalerschwingung und der aufsummierten gesamten austretenden Normalerschwingung R wird 0, da R_1 und R identisch sind.

Wir erhalten also auch hier:

$$\frac{K}{I_0} = \frac{f'_\epsilon(1 - r_1)}{1 - 2R \cos \psi + R^2} \quad (5b)$$

f'_ϵ wird berechnet aus der Voigtschen Gleichung für den Fall, daß das auf die Probe fallende Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert ist.

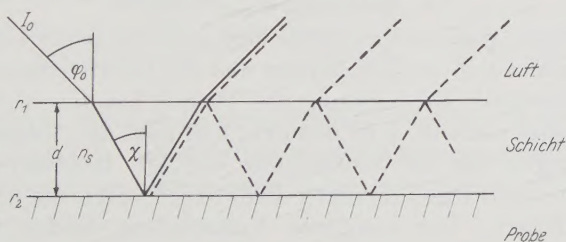


Fig. 5. — — Kerr-System; — Normalerschwingung

An Stelle von Gl. (2) ergibt sich:

$$\operatorname{tg} \gamma_K = \frac{R \sin \psi}{1 - R \cos \psi} \quad (6b)$$

2.3. Absorption in der Schicht

Bei der Deutung der später angeführten experimentellen Ergebnisse wird auch die Möglichkeit in Betracht gezogen, daß die auf die Probe aufgedampfte ZnS-Interferenzschicht nicht absorptionsfrei ist. Eine

Absorption ist für die Normalschwingung und für die zuletzt angeführten Spezialfälle theoretisch einfach zu berücksichtigen, wenn bei der Ableitung der Amplitudengleichung ein Faktor der Form $e^{-\delta/2}$ für jede Amplitude nach einem Schichtdurchgang hinzugefügt wird. Es gelte für die Absorption der Intensität in der Schicht:

$$I = I_0 \cdot e^{-A d} \quad (d = \text{Dicke der Interferenzschicht}).$$

Dann erhält man mit $\frac{A \cdot d}{\cos \chi} = \delta$ für die Normalschwingung an Stelle von Gl. (I) S. 312:

$$\frac{N}{I_0} = 1 - \frac{(1 - r_1)(1 - r_2 e^{-2\delta})}{1 + 2Re^{-\delta} \cos \psi_0 + R^2 e^{-2\delta}}. \quad (\text{Ia})$$

Für γ_{0N} ergibt sich

$$\text{tg } \gamma_{0N} = \frac{(1 - r_1) R e^{-\delta} \sin \psi_0}{r_1 r_2 e^{-2\delta} + (1 + r_1) R e^{-\delta} \cos \psi_0 + r_1}. \quad (\text{IIa})$$

Gl. (5a, b) wird zu

$$\frac{K}{I_0} = \frac{f_e^{(1)} (1 - r_1) e^{-2\delta}}{1 - 2R e^{-\delta} \cos \psi + R^2 e^{-2\delta}} \quad (5c)$$

und für γ_K an Stelle von (6a, b)

$$\text{tg } \gamma_K = \frac{R e^{-\delta} \sin \psi}{1 - R e^{-\delta} \cos \psi}. \quad (6c)$$

2.4. Bedeutung der Spezialfälle

Die Bedeutung dieser Spezialfälle liegt zunächst in der Übersichtlichkeit und Einfachheit der Gleichungen und der Interferenzmechanismen. Eine experimentelle Nachprüfung der Theorie bei diesen Spezialfällen erscheint daher sinnvoll, z.B. dadurch, daß man die Abhängigkeit der Kerr-Drehungen von der Schichtdicke verfolgt. Besonderes Interesse verdient der durch Fig. 5 skizzierte Fall, weil dort nur die Kerr-Schwingung interferiert. Die komplexe Verknüpfung beider Interferenzmechanismen und die gleichzeitige Abhängigkeit beider von der Schichtdicke ist hier aufgehoben, denn die Intensität der reflektierten Normalschwingung ist unabhängig von der Schichtdicke, weil sie überhaupt nicht interferiert, die Kerr-Schwingung erfährt eine einfache Zweiflächeninterferenz. Man könnte also hier die Interferenz der Kerr-Schwingung allein untersuchen.

Der in Fig. 5 verdeutlichte Fall, *Normalschwingung parallel zur Einfallsebene polarisiert*, bietet nun folgendes:

1. Für alle Schichtdicken ist $N = \text{const} = r'_2 = 29\% I$. Wenn ein Streulichtanteil existiert, ist er vermutlich relativ zu N kleiner als in

dem Fall, wo die reflektierte Normalschwingung N selbst nur wenige % von I_0 beträgt.

2. Nur die Kerr-Schwingung interferiert in Abhängigkeit von der Schichtdicke.

Dampft man eine keilförmige Interferenzschicht auf eine Probe, so ist die Änderung der Kerr-Drehung längs des Schichtkeils für diesen Fall nur durch die Interferenz der Kerr-Schwingung und durch ihre Phasenlage zur nichtinterferierenden Normalschwingung bedingt.

Für den Fall: *Normalschwingung senkrecht zur Einfallsebene polarisiert*, ergibt die Theorie einen Verlauf von σ_{I-II} , der sich zur Prüfung der Theorie vielleicht noch besser eignet, da er in der Umgebung des Minimums für die reflektierte Normalintensität N einen charakteristischen konstanten Verlauf, Vorzeichenwechsel, Maximum und flachen Auslauf gegen den Wert $\sigma_{I-II}=0$ der doppelten Kerr-Drehung besitzt.

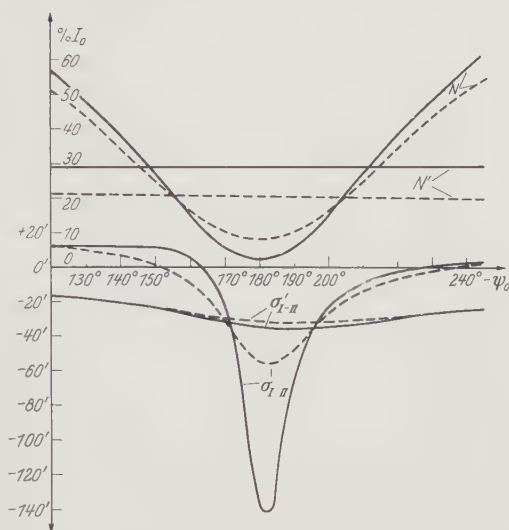


Fig. 6. Berechnete Werte für bedampfte Probe. N, N' reflektierte Intensität. $\sigma_{I-II}, \sigma'_{I-II}$ doppelte Kerr-Drehung. — — — mit und ——— ohne Absorption in der Schicht

Die folgende Figur stellt diese Verhältnisse dar. Es bedeuten:

N' = Intensität der reflektierten Normalschwingung parallel
 N = Intensität der reflektierten Normalschwingung senkrecht zur
 Einfallsebene polarisiert.

$$\left. \begin{array}{l} \sigma'_{I-II} = \text{zu } N' \\ \sigma_{I-II} = \text{zu } N \end{array} \right\} \text{gehörige doppelte Kerr-Drehung.}$$

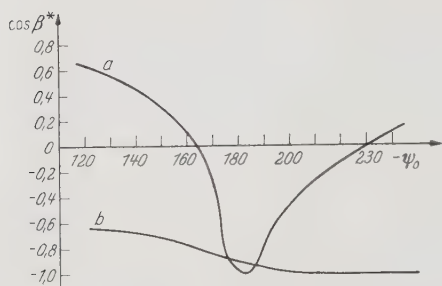
Als Abszisse wird ψ_0 gewählt, welches linear mit der Schichtdicke zusammenhängt, denn es ist $\psi_0 = \pi - S + S/Fe$, wobei

$$S = \frac{2n_s d \cdot 2\pi \cdot \cos \chi}{\lambda}.$$

Zur Berechnung der Werte in Fig. 6 wurden benutzt die vorstehenden Gln. (1) bis (6c), die Grundgleichungen für den magnetooptischen

Kerr-Effekt von VOIGT⁸ und folgende Literaturwerte für $\lambda = 5461 \text{ \AA}$.

$$n_{\text{ZnS}} = 2,36^{13} \quad n_{\text{Stahl}} = 2,31 - i 3,30^{14}.$$



Die in Fig. 6 dargestellten Verhältnisse werden durchsichtiger, wenn man sich verdeutlicht, daß die resultierende Kerr-Drehung einmal vom Größenverhältnis der Amplituden $\mathfrak{R}$ und $\mathfrak{N}$, d.h. also von $\sqrt{K/\bar{N}}$ und außerdem von der Phasenlage beider Amplituden zueinander bestimmt ist, weil

$$\sigma_{\text{I-II}}$$

$$= \arctg (2 \cdot \sqrt{K/\bar{N}} \cdot \cos \beta^*).$$

(3) von S. 312

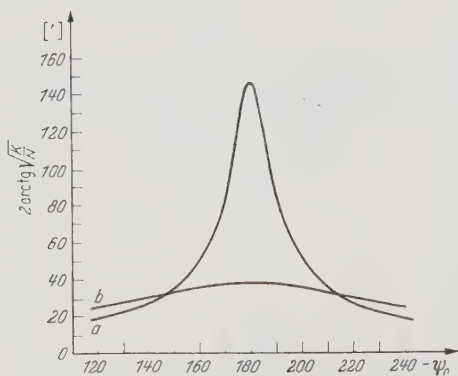


Fig. 7. a) I_0 senkrecht und b) I_0 parallel zur Einfallsebene polarisiert

In der folgenden Fig. 7 sind des halb $\arctg 2 \sqrt{K/\bar{N}}$ sowie $\cos \beta^*$ für beide Polarisationsrichtungen als Funktion von ψ_0 aufgetragen. Das Produkt beider Funktionen liefert dann die resultierende Kerr-Drehung, wie sie in der vorangehenden Fig. 6 dargestellt ist.

3. Angaben zur experimentellen Durchführung der Untersuchungen

3.1. Art und Reihenfolge der Untersuchungen

Auf eine nach dem üblichen Verfahren polierte, aber nicht geglättete, streifenförmige Weicheisenprobe mit den Maßen $85 \times 14 \times 6 \text{ mm}$ wurde in einer Aufdampfanlage Balzers 500 eine keilförmige ZnS-Interferenzschicht gedampft. Die Anlage gestattete eine Photometrierung der von der Probe reflektierten Intensität bei $\varphi = 67^\circ = \varphi_P$ während des Bedampfungsvorgangs. Die Dicke des ZnS-Schichtkeils war in der Probenmitte so bemessen, daß für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes Licht der Wellenlänge $5461 \text{ \AA}$ beim Einfallswinkel $\varphi_P = 67^\circ$ ein Minimum der Reflexion vorlag.

¹³ KOPPELMANN, G., u. K. KREBS: Z. Physik **145**, 486 (1956).

¹⁴ LANDOLT-BÖRNSTEIN, 5. Aufl., 1. Erg.-Bd., S. 472, Verf. MINOR.

Beim gleichen Einfallswinkel wurden dann längs der Probe Kerr-Drehungen und reflektierte Intensitäten für parallele und senkrechte Polarisationsrichtung gemessen.

Bei $\psi_0 = -180^\circ$ wurde für beide Polarisationsrichtungen die zusätzlich bei der Reflexion an der Probe erzeugte Streulichtintensität bestimmt.

Die experimentelle Anordnung und Meßmethode zur Bestimmung der doppelten Kerr-Drehung entspricht im Prinzip der von W. HEINRICH verwendeten^{5,6}.

3.2. Beschreibung der experimentellen Anordnung (Fig. 8)

In der Brennebene einer Linse L ($f = 250$ mm) befindet sich eine nahezu punktförmige Lichtquelle Q (Osram Hg-Höchstdrucklampe HBO 107/1). Eine Lochblende BL_1 blendet hinter der Linse ein paralleles Lichtbündel aus. Es folgt ein Filter FLT für die grüne Hg-Linie 5461 Å. Als Polarisator P wurde eine Polarisationsfolie verwendet. (Typ Käsemann Ks-MIK, Polarisationsgrad praktisch 100%.)

Q , L , BL_1 und P waren auf einer Zeißschiene befestigt, deren Neigung mittels JS verändert werden konnte. Eine Blende BL_2 diente zur totalen Ablendung des Lichtbündels. Die Probe war in der Querrichtung zwischen die Polschuhe eines Elektromagneten EM fest eingespannt. Letzterer stand auf einem Kreuzzisch KT , der auf dem justierbaren Prismentisch eines Spektrometers befestigt war. Der Rand

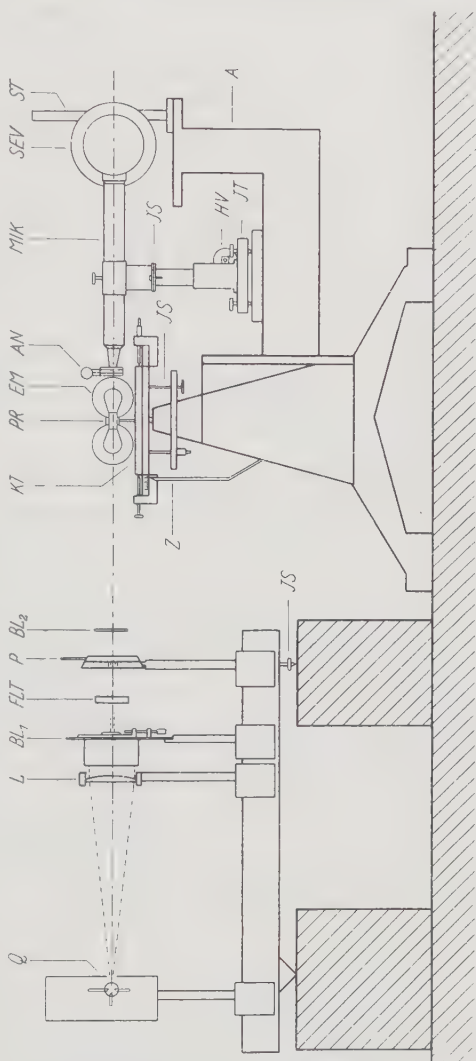


Fig. 8. Versuchsanordnung (Bezeichnung im Text)

war mit einer 360° -Einteilung versehen, eine Einstellungs-*marke* *Z*, die mit dem um die Spektrometerachse schwenkbaren Arm *A* fest verbunden war, gestattete eine Winkелеinstellungsgenauigkeit von $\pm 1/2^\circ$. Auf dem Arm *A* befand sich auf einem Justiertisch *JT* das Mikroskop *MIK*, das mittels einer Prismenführung *HV* um 20 mm vertikal verschiebbar war. Auf die Objektivhalterung konnte der Analysator *AN* aufgeklemmt werden (Polarisationsfolie Typ Käsemann *MIK*). An der Schraubenübersetzung des Analysators entsprachen 100 Skt 43 Winkelminuten. Das Objektiv des Mikroskops bildete die Probenoberfläche in etwa achtfacher Vergrößerung auf die Photokathode eines Sekundärelektronenvervielfachers ab (Typ 137A). Er konnte mit Gesamtspannungen von 1000 V, 900 V, 750 V betrieben werden, die von einem Stabilisator (Typ Knott, NSHR 1000/1) konstant auf 0,05 % gehalten wurden. Gegen das Streufeld von *EM* war der *SEV* durch einen *Mu*-Metallzylinder abgeschirmt. Der Gesamtstrom des *SEV* wurde bei subjektiver Beobachtung mit einem Ruhstrat Galvanometer (Typ ESG 5) gemessen.

Mit dem *SEV* wird dann die vom Analysator durchgelassene Intensität bei den Magnetisierungsrichtungen I und II in Abhängigkeit von der Analysatorstellung σ gemessen. Aus den Meßkurven ergibt sich die doppelte Kerr-Drehung als horizontale Verschiebung zweier Parabeläste.

Bei der Messung der reflektierten Intensität wird die gleiche Apparatur, jedoch ohne Analysator verwendet. Meßmikroskop und *SEV* in den direkten Weg des Lichtbündels geschwenkt, ergibt die gesamte auf die Probe fallende Intensität. Die von der Probe reflektierte Intensität ist dann, auf gleiche Weise gemessen, in Prozenten der einfallenden Intensität bekannt.

4. Ergebnisse der Messungen

4.1. Meßwerte

Die bei den Messungen erhaltenen Werte sind in der Tabelle und in Fig. 9 vereinigt.

- l* = Abstand des Meßgebietes vom Streifenende mit der geringeren Schichtkeildicke.
- φ_0 = Schichtdickenmaß, berechnet mit den Werten von N/I_0 aus Gl. (I) S. 312 (s. auch S. 320).
- N' = Intensität der reflektierten Normalschwingung parallel
- N = Intensität der reflektierten Normalschwingung senkrecht zur Einfallsebene polarisiert.
- σ'_{I-II} = zu N' } gehörige doppelte Kerr-Drehung.
- σ_{I-II} = zu N }

Tabelle

l (mm)	ψ_0 (°)	σ_{I-II} (')	σ'_{I-II} (')	N (% I_0)	N' (% I_0)
5	-141,5	+ 9,1	-11,5	37,2	29,6
11	-149	+ 7,1	-10,7	30,8	29,8
16	-155	+ 8,6	-11,7	19,8	30,3
22,5	-163,5	+ 5,4	-11,9	13,6	31
31	-172,5	- 4,8	-13,4	7,3	30,6
36,5	-180	-17,2	-14,1	6,4	30,2
41	-186	-29	-14,6	6,1	31
44	-190,3	-25,6	-16,1	—	—
51	-198	-12,9	-15,8	12,9	30
56,5	-204,5	- 9,5	-15,5	19,5	30
64	-213	- 5,6	-15	32,7	31
72	-221,5	- 2,6	-13,4	39,8	28,9
78	-226,5	- 1,3	-12	45,5	31

4.2. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie

Der Vergleich der gemessenen mit den berechneten Kurven ohne Berücksichtigung der Absorption ergibt zunächst folgendes:

1. Die reflektierte Intensität von parallel zur Einfallsebene polarisiertem Licht ist längs der Probe etwa konstant. Ihr Wert stimmt mit dem berechneten Wert von 29% I_0 annähernd überein.

2. Die reflektierte Intensität von senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht hat in der Probenmitte ein Minimum. Es beträgt 6% der einfallenden Intensität I_0 . Der berechnete Wert beträgt 2,1%.

3. Der Verlauf der Kerr-Drehungen für Licht parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiert, zeigt im Prinzip das gleiche Verhalten wie der berechnete Verlauf. Doch sind sämtliche gemessenen Werte kleiner als die berechneten.

Einen besseren Vergleich der gemessenen und berechneten Werte liefert die Darstellung der Meßwerte in Abhängigkeit von dem der Rechnung zugrunde liegenden Parameter ψ_0 . Aus den gemessenen Werten der reflektierten Intensität N des senkrecht zur Einfallsebene

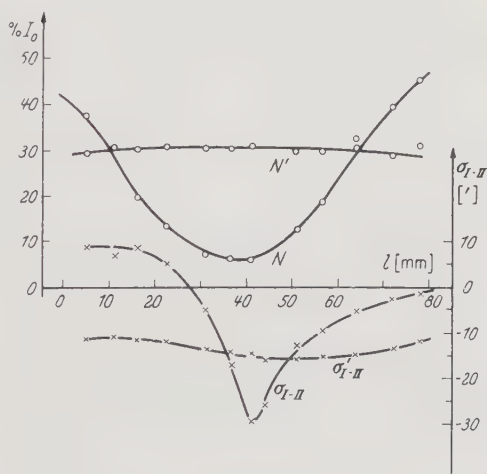


Fig. 9. Meßwerte in Abhängigkeit von l (Bezeichnung s. Tabelle)

polarisierten Lichtes wurden aus der Airyschen Gl. (I) die zugehörigen Werte von ψ_0 berechnet. Da die Schichtdicke linear mit ψ_0 zusammen-

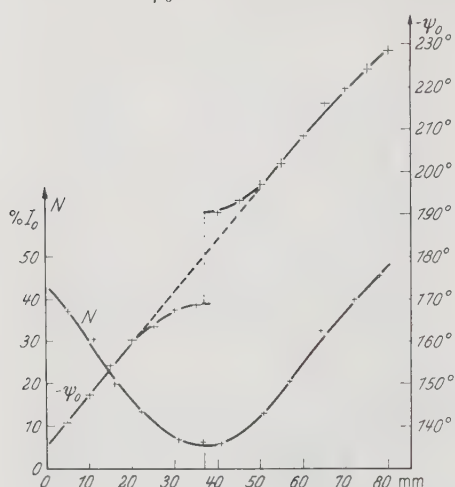


Fig. 10. Bestimmung von ψ_0 am ZnS-Schichtkeil

Probe unstetig. Für Werte von l , die vom Minimum beidseitig weiter entfernt liegen, ergibt $\psi_0 = \psi_0(l)$ praktisch zwei Geraden mit gleicher

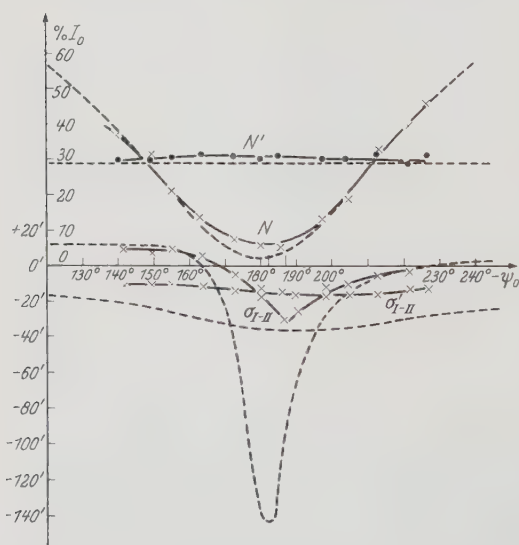


Fig. 11. ——— Gemessene Werte, — — — nicht korrigierte berechnete Werte

Steigung, die ineinander übergehen, so daß man die Unstetigkeit des berechneten ψ_0 bei -180° nachträglich korrigieren und auf einen praktisch linearen Schichtdickenzuwachs längs der Probe schließen kann.

Gemessene und berechnete Kurven zeigt dann Fig. 11.

Für Licht senkrecht zur Einfallsebene polarisiert stimmen überein der charakteristische konstante Teil bis etwa -155° , der Vorzeichenwechsel in der Umgebung von $\psi_0 = -165^\circ$, die Lage

des Maximums bis auf 5° und der folgende flache Abfall gegen den Wert $\sigma_{I-II} = 0$.

Der Verlauf von σ'_{11} für Licht parallel zur Einfallsebene polarisiert zeigt insofern ein mit der Theorie übereinstimmendes charakteristisches Verhalten, als die Werte der resultierenden Kerr-Drehung nicht symmetrisch um $\psi_0 = -180^\circ$ liegen, sondern für $\psi_0 < -180^\circ$ deutlich größer sind als für $\psi_0 > -180^\circ$. Das stimmt qualitativ überein mit den in Fig. 7 dargestellten Verhältnissen. Es ist $|K/N|$ symmetrisch zu $\psi_0 = -180^\circ$; dies ist jedoch nicht der Fall für $\cos \beta^*$, welcher für $\psi_0 < -180^\circ$ kleiner ist als für $\psi_0 > -180^\circ$.

Es fällt auf, daß die hier gemessenen Werte um einen annähernd konstanten Faktor 1/2,3 kleiner sind als die gemessenen Werte.

Vor der Fehlerdiskussion seien noch einige Bemerkungen zum Phasenfaktor $\cos \beta^*$ angeschlossen.

Der grundsätzliche Gang des Phasenfaktors $\cos \beta^*$ mit ψ_0 wird durch die Messungen bestätigt. Sein Einfluß auf die resultierende Kerr-Drehung ist besonders stark für senkrecht zur Einfallsebene polarisiert auf die Probe fallendes Licht, und zwar besonders in der Umgebung des Minimums der reflektierten Intensität. Bei wenig verkleinerter Schichtdicke fällt die Kerr-Drehung stark ab, weniger stark bei zu großer Schichtdicke.

Als Beispiele mögen folgende Zahlenwerte dienen. Für das Maximum der Kerr-Drehung entsprechend $\psi_0 \approx -183^\circ$ erhält man rechnerisch eine Schichtdicke von 460 Å. Nach Messung und Rechnung wird die resultierende Kerr-Drehung 0 bei $\psi_0 \approx -165^\circ$. Das ergibt eine Schichtdicke von 390 Å, d.h. gegen die optimale Schichtdicke eine Änderung von 16%.

Für die Beobachtung Weißscher Bereiche ist nun eine möglichst große resultierende Kerr-Drehung erwünscht. Die angeführten Überlegungen zeigen, daß man das nur erreicht, wenn man ψ_0 möglichst genau zu -183° trifft.

Dies experimentell zu erreichen, ist insofern nicht ohne Schwierigkeit, als die Änderung der reflektierten Intensität mit ψ_0 , d.h. die Ableitung $dN/d\psi_0$ in der Umgebung von $\psi_0 = -180^\circ$ gering ist, bei $\psi_0 = -180^\circ$ überhaupt verschwindet.

Mit diesen Überlegungen werden nun zwei Erfahrungstatsachen geklärt, die beim Herstellen der Aufdampfschichten immer wieder gemacht werden:

1. Die Größe der resultierenden Kerr-Drehung schwankt nicht unerheblich auch bei anscheinend gleichartig bedampften Proben.

2. Es ist besser, eine Schicht etwas dicker als die Minimumsschicht zu dampfen.

Gründe hierfür: a) $\cos \beta^*$ wird -1 , d.h. dem Betrage nach ein Maximum bei $\psi_0 \approx -183^\circ$.

b) für Werte $\psi_0 < -183^\circ$ fällt die resultierende Kerr-Drehung weniger stark ab als für $\psi_0 > -183^\circ$.

4.3. Diskussion möglicher Fehlerquellen

Für die Abweichungen von Theorie und Experiment können verschiedene Ursachen in Betracht kommen.

a) *Absorption in der Aufdampfschicht.* Die in Fig. 6 dargestellten, die Absorption berücksichtigenden Kurven ergeben sich aus der Annahme

¹⁵ POHL, R.W.: Optik und Atomphysik, 10. Aufl., S. 147.

einer mittleren Reichweite des Lichtes von $1\ \mu$. ($1/7$ der mittleren Reichweite des Lichtes in Pech!¹⁵ Also mit Sicherheit zu groß!)

b) *Magnetisch nicht gesättigte Probe, falsche Magnetisierungsrichtung.* Die Probe war in der Querrichtung zwischen die Polschuhe des Elektromagneten *EM* eingespannt, hatte also in dieser Richtung einen großen Entmagnetisierungsfaktor. Der mit Eisenfeilspänen auf der Probe markierte Feldverlauf bei maximaler Stromstärke im Elektromagneten lieferte kein Anzeichen, daß wesentliche Komponenten der Magnetisierung im Meßgebiet nicht in der Einfallsebene lagen oder nicht parallel verliefen. — Die Messung der doppelten Kerr-Drehung auf unbedampfter Probe in der gleichen Anordnung ergab für $\varphi = 45^\circ$ bei senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht acht Winkelminuten, in Übereinstimmung mit Werten, die bei gesättigten Proben erhalten werden.

c) *Mangelhafte Monochromasie.* Das verwendete Filter für die grüne Hg-Linie zeigte im Gelben noch eine geringe Durchlässigkeit. Es wird vermutet, daß die als zu groß gefundene reflektierte Intensität N bei $\psi_0 = -180^\circ$ auf diesen Anteil zurückzuführen ist. Besteht das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert auf die Probe fallende Licht aus mehreren Wellenlängen, so kann man sich leicht klar machen, daß dann bei $\psi_0 = -183^\circ$ die resultierende Kerr-Drehung gegenüber monochromatischem Licht verkleinert sein muß. Für jede andere Wellenlänge ist an dieser Stelle die resultierende Kerr-Drehung kleiner, da für diese anderen Wellenlängen an dieser Stelle $\psi_0 \neq -183^\circ$ ist. (ψ_0 ist ein wellenlängenbezogener Maßstab.) Die resultierende Drehung ist dann ebenfalls verkleinert. Bei der genauen Untersuchung der Verhältnisse hat man jedoch Amplituden und Phasen genau in Rechnung zu setzen.

Es ist nicht auszuschließen, daß mangelhafte Monochromasie eine der Ursachen für die im Vergleich zur Rechnung zu klein gefundene Kerr-Drehung ist.

d) *Korrekturmöglichkeiten.* Man kann fragen, in welcher Hinsicht die theoretisch berechneten Werte korrigiert werden können oder müssen, um zu einer besseren Übereinstimmung mit dem Experiment zu gelangen. Man könnte die bei der Berechnung von σ_{I-II} zugrunde gelegten berechneten Werte von N ersetzen durch die wirklich gemessenen. Die gemessenen Werte sind um den Faktor 3 bei $\psi_0 \approx -180^\circ$ größer als die berechneten. Die Einführung der gemessenen größeren Werte von N wirkt dann nach Gl. (3) im Sinne einer Verkleinerung der berechneten Werte. Als maximal zu erwartende Kerr-Drehung ergibt sich dann $88'$ an Stelle von $143'$.

Die Gleichungen von W. VOIGT für den meridionalen Kerr-Effekt liefern die Abhängigkeit der resultierenden Kerr-Drehung allein vom

Brechungsindex des an das Ferromagnetikum angrenzenden Dielektrikums, wenn man in die Gleichungen an Stelle von n_{Fe} den relativen Brechungsindex $n_{\text{Fe}}/n_{\text{Diel.}}$ einsetzt. Für kleine Winkel ergibt sich dann eine quadratische Abhängigkeit der resultierenden Kerr-Drehung vom Brechungsindex des Dielektrikums.

Die experimentellen Ergebnisse sind, — besonders auffallend im Fall parallel zu Einfallsebene polarisierter Normalschwingung —, um einen nahezu konstanten Faktor $1/2,3$ kleiner als die berechneten Werte. Dieser Faktor entspricht aber ungefähr dem Brechungsindex des aufgedampften Dielektrikums. Man findet experimentell also nur einen linearen Zusammenhang zwischen vergrößerter resultierender Kerr-Drehung und dem Brechungsindex des Dielektrikums, genau so wie im Fall polarer Magnetisierung der Proben.

Zusammenfassung

Der Charakter der gemessenen und berechneten Kurven erweist sich als im wesentlichen gleich. Hieraus darf vielleicht der Schluß gezogen werden, daß die theoretischen Überlegungen bezüglich der Interferenzvorgänge die wirklichen Vorgänge im Prinzip richtig beschreiben.

Eine hinreichende Erklärung für die auftretenden Differenzen kann nicht gegeben werden.

Herrn Professor GERLACH danke ich für sein freundliches Interesse an dieser Arbeit und fruchtbare Diskussion. Mein Dank gilt in gleicher Weise Herrn Privatdozent Dr. KRANZ für seine Anregungen, Anleitungen und hilfreiche Diskussionen bei der Durchführung dieser Arbeit. Der Werkstatt des Instituts unter Leitung von Herrn Mechanikermeister SCHARF danke ich für ihre stets freundliche Hilfsbereitschaft und die Ausführung der mechanischen Arbeiten. Die Aufdampfapparatur hat dankenswerterweise die Deutsche Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt.

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität München

**Eine Anordnung zur photographischen Registrierung
von Weißschen Bereichen bei Belichtungszeiten
der Größenordnung 1 msec^{*}**

Von

W. DRECHSEL

Mit 4 Figuren im Text

(Eingegangen am 8. Mai 1961)

^{*} Aus der Dissertation des Verfassers, Universität München 1961.

Es wird eine Apparatur beschrieben, in der es mit Hilfe der durch Aufdampfschichten vergrößerten magnetooptischen Kerr-Drehung gelingt, ferromagnetische Bereichsstrukturen bei Belichtungszeiten von etwa 1 msec photographisch zu registrieren.

Es werden Bereichsveränderungen an einem Eisenkristall photographisch registriert, die sich in einem Zeitraum von 0,2 sec abspielen.

Die Methode der Sichtbarmachung Weißscher Bereiche mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts gestattet es im Prinzip, Bereichsänderungen trägeheitslos zu beobachten. Die zur photographischen Registrierung notwendigen Belichtungszeiten liegen aber in der Größenordnung von Minuten. Bei Verwendung von Aufdampfschichten werden die Belichtungszeiten um einige Größenordnungen kleiner. Während in der in ¹ beschriebenen Anordnung noch eine Belichtungszeit von etwa 1 min notwendig war, wurde nun eine Apparatur entwickelt, in der als Lichtquelle eine Elektronenblitzröhre diente, deren Leuchtdauer etwa 1 msec betrug.

Mit dieser Anordnung war es möglich, Bereichsänderungen auf einem Einkristall photographisch zu registrieren, die sich noch bis etwa 0,2 sec nach dem Abschalten des felderregenden Elektromagneten ergaben.

1. Experimentelle Anordnung

a) *Visuelle Beobachtung.* Die optische Anordnung entspricht im Prinzip der in ¹ geschilderten. Ein Objektiv 6, $f = 60$ mm, d/f etwa $1/10$, entwirft das reelle Bild der Probenoberfläche auf der Mattscheibe oder dem Film 7 einer Spiegelreflexkamera. Die Beleuchtung der Probe erfolgt durch die Beobachtunglichtquelle 1 und Kollimatorlinse 2. Polarisator 3 und Analysator 5 sind Polarisationsfolien vom Typ Käsemann KS-MIK.

¹ KRANZ, J., u. W. DRECHSEL: Z. Physik **150**, 632 (1958).

b) *Photographische Registrierung.* Die Elektronenblitzröhre 8 (Typ PTL BLR 250/3) beleuchtet ohne Kollimatorlinse die Probenoberfläche, die mit einem Abbildungsmaßstab 4/1 auf den Film abgebildet wird. Über die Elektronenblitzröhre wird eine Kapazität von $128 \mu\text{F}$ bei einer Spannung von etwa 3 kV entladen. Die Zündung der Elektronenblitzröhre erfolgte um ein Zeitintervall Δt vor oder nach Abschalten des Stromes in den Magnetisierungsspulen eines Elektromagneten.

Zur variablen Veränderung von Intervallen von 0,1 msec bis 10 msec diente ein Helmholtz-Pendel. Feld und Blitzkontakt waren auf gegeneinander verschiebbaren Schlitten angebracht.

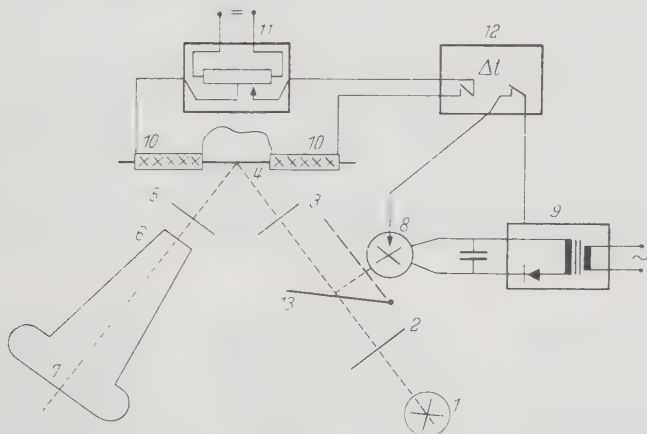


Fig. 1. 1 Beobachtunglichtquelle, 2 Beleuchtungslinse, 3 Polarisator, 4 Probe, 5 Analysator, 6 Kamera mit Objektiv, 7 Mattscheibe oder Film, 8 Elektronenblitzröhre, 9 Netzgerät mit Kondensatorbatterie, 10 Feldspulen, 11 Stromversorgung von 10, 12 Zeitverzögerung zwischen Feld- und Zündkontakt durch Helmholtz-Pendel, 13 Spiegel

Für Verzögerungsintervalle von 10 msec bis 1 sec wurde der durch RC-Entladung verzögerte Abfall eines Siemens-Relais (Kleinrelais, Spule nach T.Bv. 6500/422) benutzt. Durch Parallelschaltung von Kapazitäten, die eine Verzögerung von 10, 20, 40, 100, 200 und 400 msec bewirkten, konnten so in Schritten von 10 msec Verzögerungsintervalle von 10 msec bis 1 sec erreicht werden.

Die Eichung beider Verzögerungsschalter wurde durchgeführt mit einem Galvanometer, dessen Schwingungsdauer 25 sec und ballistische Ladungsempfindlichkeit etwa $7,7 \cdot 10^5 \text{ cm/Cb}$ betrug. Der Verzögerungsschalter wurde dann jeweils so geschaltet, daß innerhalb des verzögerten Intervalls Δt ein Strom bekannter Größe über das Galvanometer floß. Aus dann bekannter Ladungsmenge und Stromstärke kann Δt bestimmt werden.

Die Blitzdauer von etwa 0,6 msec — Bestimmung durch Aufnahme einer rotierenden Scheibe bekannter Kreisfrequenz —, liefert die Grenze

der zeitlichen Auflösung des Ablaufs von Bereichsveränderungen. Ist die Dauer des Übergangszustandes klein gegen die Blitzdauer, erhält man auf einer Aufnahme Anfangszustand A und Endzustand E der Bereichsänderung, wobei je nach relativer Lage von Blitzbeginn und Bereichsänderungsbeginn die den beiden magnetisch stabilen Zuständen

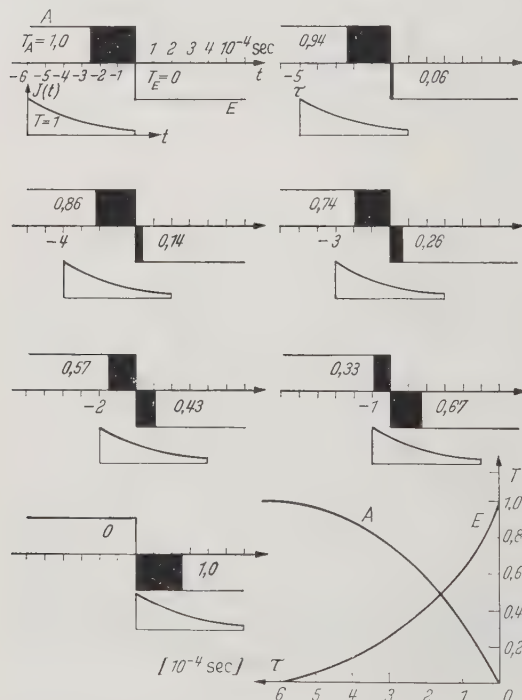


Fig. 2. Erklärung im Text

die Feldstärke sprunghaft geändert — dieser Zeitpunkt wird gleichgesetzt mit dem Zeitpunkt der Bereichsänderung. Zündung des Blitzes erfolgt bei $t = \tau$.

Serie I (Fig. 3) zeigt das entsprechende experimentelle Ergebnis. Es entspricht qualitativ dem erwarteten Verlauf.

Die Versuchsanordnung hierzu war folgende:

Auf den Enden einer streifenförmigen Probe (Maße: $120 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$) waren zwei Magnetisierungsspulen von je 300 Windungen auf einer Länge von je 30 mm angebracht. Auf der geglähten und polierten Probenmitte war die Interferenzschicht aufgedampft. Bei einer Stromstärke von etwa 0,3 Amp in den Magnetisierungsspulen erschien die Probe vom Bereichsbild her als magnetisch gesättigt.

Wurde nach Abschalten dieses Stromes die Stromstärke von $-0,05$ Amp auf 0 Amp und umgekehrt sprunghaft geändert, so entsprach fast immer gleicher Stromstärke das gleiche Bereichsbild. Der Anfangszustand *A* stellt die Bereichsverteilung bei $I = -0,05$ Amp dar.

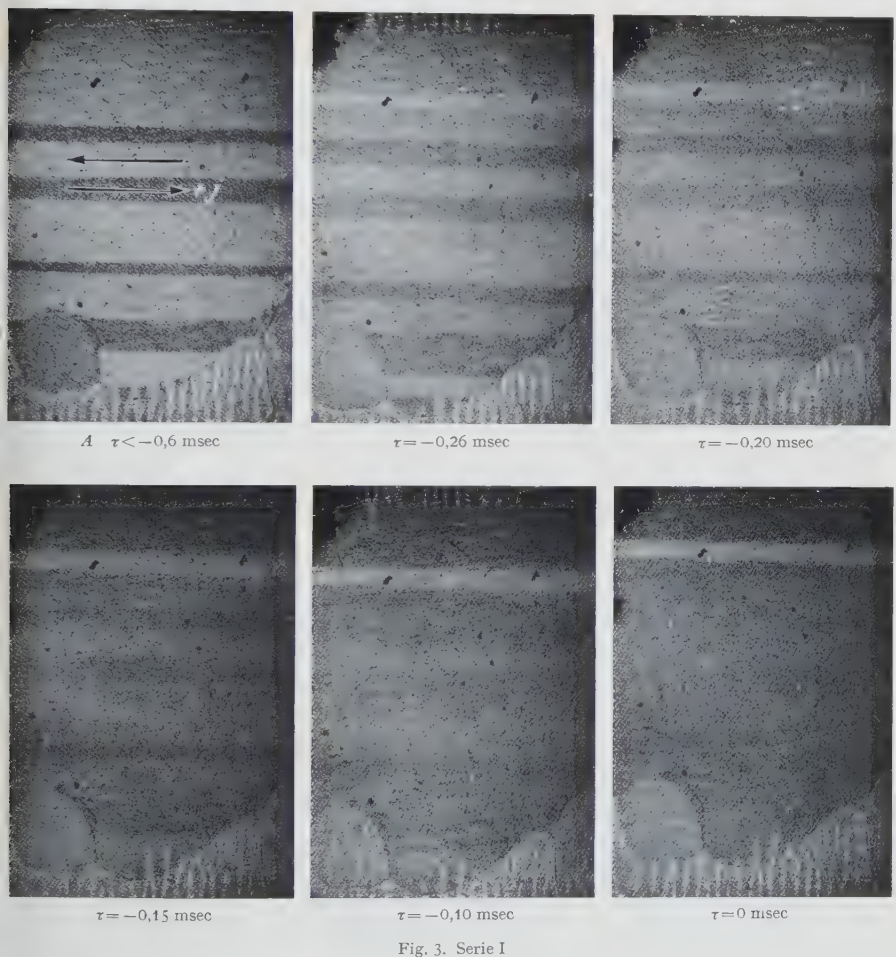
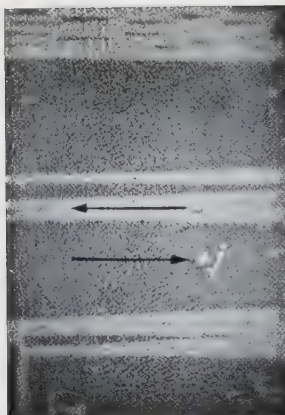


Fig. 3. Serie I

2. Beispiel für die Anwendung der Anordnung

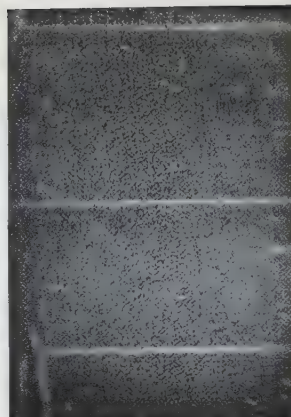
Serie II zeigt einen Fall, bei dem die Bereichsänderungen auf der Oberfläche eines Eiseneinkristalls sich abspielen in einem Zeitraum von etwa $0,2$ sec nach Abschalten des Stromes in einem das Feld erzeugenden Elektromagneten. Die relativ kurze Blitzdauer ermöglicht hier eine Auflösung des Bewegungsvorgangs der Weißschen Bereiche.



A $\tau < 0$ msec



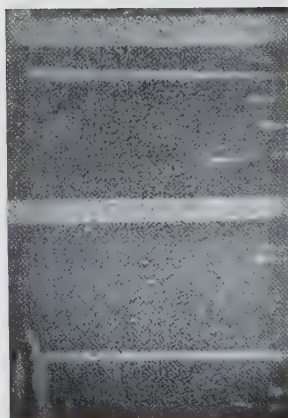
$\tau = 1.5$ msec



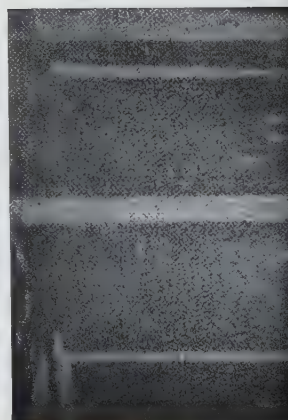
$\tau = 20$ msec



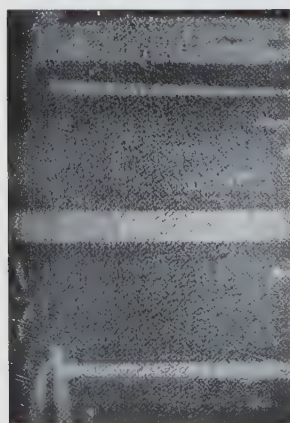
$\tau = 40$ msec



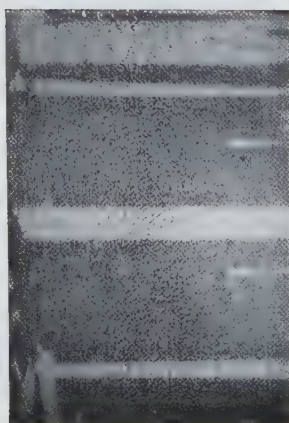
$\tau = 70$ msec



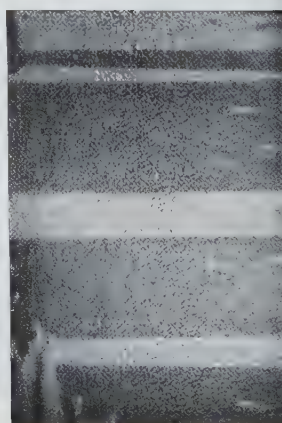
$\tau = 80$ msec



$\tau = 110$ msec



$\tau = 150$ msec



E

Fig. 4. Serie II

Der Einkristall befand sich in dem zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten erzeugtem Feld. Eine $[100]$ -Richtung liegt parallel zum Feld und zur Oberfläche des Einkristalls. Bei einer Stromstärke von etwa 0,3 Amp erschien der Einkristall vom Bereichsbild her gesättigt. Es ergab sich fast immer das gleiche Bereichsbild, für einen Anfangszustand A und den Endzustand E , wenn nach Abschalten des Sättigungsstromes die Stromstärke zunächst stetig auf $-0,08$ Amp verändert und dann sprunghaft zwischen diesem Wert und 0 Amp geändert wurde.

Die Zündung des Blitzes erfolgte um die angegebenen Zeiten nach Abschalten des Stromes im Elektromagneten. Es muß dabei erwähnt werden, daß die angegebenen Zeiten, in denen eine gewisse dargestellte Bereichsverteilung erreicht war, von Schaltung zu Schaltung etwas variierten. Mit anderen Worten: Der Übergang von A nach E und zurück nach A ist tatsächlich kein ideal reversibler Weg. Die Bereichsverteilung ist bei jedem Start von A aus etwas verschieden, deshalb ergeben sich gleiche Zustände nicht in allen Einzelheiten wiederholt, sondern nur in wesentlichen Zügen. Solche Abweichungen sind in der folgenden Serie leicht erkennbar. Sie sind anscheinend auch dafür verantwortlich, daß der Zeitablauf der Bereichsänderung nur im Grundzug und in der Größenordnung der Dauer konstant bleibt, von Fall zu Fall aber etwas variiert.

Sowohl Erfahrung als auch Abschätzung zeigen, daß es sich bei den beobachteten langdauernden Bereichsänderungen mit großer Wahrscheinlichkeit um Nachwirkungserscheinungen handelt.

Vom magnetischen Fragenkomplex abgesehen zeigen jedoch die Aufnahmen der Serie II (Fig. 4), daß es mit Hilfe der verstärkten magneto-optischen Kerr-Drehung experimentell möglich ist, Bereichsveränderungen photographisch aufzulösen und zu registrieren, die sich in Zeiträumen größer als 10 msec abspielen.

Herrn Professor GERLACH danke ich für sein freundliches Interesse an dieser Arbeit und fruchtbare Diskussion. Mein Dank gilt in gleicher Weise Herrn Privat-Dozent Dr. KRANZ für seine Anregungen, Anleitungen und hilfreiche Diskussionen bei der Durchführung dieser Arbeit. Der Werkstatt des Instituts unter Leitung von Herrn Mechanikermeister SCHARF danke ich für ihre stets freundliche Hilfsbereitschaft und die Ausführung der mechanischen Arbeiten. Die Aufdampfapparatur hat dankenswerterweise die Deutsche Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt.

Lebenslauf

Als Sohn des Studienrats CURT DRECHSEL und seiner Ehefrau ELISABETH geb. PERSCH wurde ich, WOLFGANG DRECHSEL, am 31. Mai 1932 in Plauen/Vgtld. geboren.

Nach der Volksschule besuchte ich von 1942 bis 1947 das Realgymnasium meiner Heimatstadt, von 1948 bis 1952 das Realgymnasium der Melanchthon-Schule im Steinatal Krs. Ziegenhain.

Nach bestandener Reifeprüfung begann ich im Wintersemester 1952/53 das Studium der Mathematik und Physik an der Universität Marburg. Dies wurde mir ermöglicht durch ein Stipendium des Evangelischen Studienwerkes Villigst e.V. Nach bestandener Diplom-Vorprüfung im Fach der Physik setzte ich an der Universität München das Studium der Physik im Sommersemester 1956 fort.

Am I. Physikalischen Institut der Universität München arbeitete ich unter Leitung von Herrn Priv.-Doz. Dr. KRANZ, um im Dezember 1958 die Diplom-Hauptprüfung im Fach Physik abzulegen.

Herrn Prof. Dr. W. GERLACH danke ich die Möglichkeit, am I. Physikalischen Institut der Universität München eine Dissertation anfertigen zu dürfen.

